

УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ УЛЬТРАКОРОТКИМИ СВЕТОВЫМИ ИМПУЛЬСАМИ, СОЗДАЮЩИМИ ФРОНТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ОСИ В КАНАЛЕ СРЕДЫ

Г.А. Аскарьян

Показано, что при влетании мощного ультракороткого светового импульса в канал среды появляется заряженная плазма, образованная релятивистскими фотоэлектронами, на фронте которой могут образоваться продольные поля \gtrsim ГВ/см, которые можно использовать для ускорения частиц до энергий \gtrsim ГэВ. Приведены оценки необходимых энергий и длительностей световых импульсов.

В последнее время обсуждаются и достигнуты большие успехи ¹⁻² в получении высоких напряженностей световых полей в ультракоротких ($\tau \approx 10^{-14} \div 10^{-11}$ с) импульсах уже позволяющих достичь релятивистских скоростей осцилляции свободных электронов $v_e \approx eE/m\omega \approx c$ например при $E_c > m\omega c/e = mc^2/e\lambda = e/r_0\lambda \approx 10^8 \div 10^7$ абс при приведенных длинах волн $\lambda = c/\omega \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ см). Это соответствует плотностям потока $I_c \approx E_c^2/4\pi \approx 3 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{15}$ Вт/см² соответственно. (Здесь e — заряд, m — масса, r_0 — классический радиус электрона, ω — частота, E — амплитуда световой волны).

Появление таких мощных коротких импульсов сделало возможным эффективную реализацию на высоком уровне выходной мощности таких новых нелинейных эффектов, как черенковское излучение от световых сгустков ^{3,4}, сильное преобразование частот, ускорение частиц бегущими градиентами поля или плазменными волнами ⁵, новые виды фотоэлектронной ионизации ⁶, получение ультракоротких вспышек квантов и фотоядерных реакций ⁷ и т. п.

В данной статье рассмотрим эффекты, связанные с образованием релятивистской заряженной плазмы при налетании такого светового импульса на канал в среде, и возможности ускорения заряженных частиц. Для простоты будем полагать, что поля таковы, что скорости осцилляции электронов, образуемых при фотоэффекте с поверхности канала, близки (но не очень) к скорости света.

Роль стенок канала сводится в основном к поставке большого количества фотоэлектронов, выдираемых светом из среды с релятивистскими скоростями. Из-за высоких напряженностей полей эффективность такого фотоэффекта, по-видимому, весьма высока и число образованных электронов определяется отношением энергии поглощенной к энергии осцилляции $N_{e1} \sim \epsilon_1/mc^2$. Однако за время $\tau_i \lesssim a/v_i$, пока ионы не успевают за электронами, ограничение поступлению электронов внутрь канала определяется кулоновским потенциалом. Если задать радиус канала $a \approx 30$ мкм, то электронное время $\tau_e \approx a/c \approx 10^{-13}$ с, а ионное время $\tau_i \approx a/v_i \approx 10^{-11}$ с, т. к. $v_i \approx \sqrt{\epsilon_e/M_i} \approx 3 \cdot 10^8$ см/с. За время $t < \tau_i$ концентрация электронов в канале определится из условия соизмеримости кулоновского потенциала релятивистской энергии:

$$V \approx 2 \gamma \ln(a/r_1) \approx 2mc^2/e,$$

где γ — погонный заряд электронного облака в канале, r_1 — эффективный радиус электронного облака. Если разброс импульсов электронов велик, то можно для оценок полагать $\ln(a/r) \approx 1$ и напряженность радиального поля $E_r = V/a \approx 2mc^2/ae \approx 10^6$ абс $\approx 0,3$ ГВ/см, такой же величины будет продольное поле $E_z \approx \gamma \int (dz/z^2)$ на оси канала на фронте электронной плазмы.

Кроме осцилляций, электроны приобретают направленную скорость, зависящую от фазы входа в поле (от момента времени отрыва электрона и входа в режим осцилляции). Для больших полей и небольших энергий связи фаза входа такова, что направленная составляющая скорости соизмерима с осциллирующей и электроны улетают к оси канала.

Например, в поле $E = E_c \sin \omega t$ получим (при нулевых начальных условиях электрона в момент t_1 влета) скорость $\dot{x} \approx v_c (\cos \omega t_1 - \cos \omega t) \approx v_c (\pm 1 - \cos \omega t)$, т. к. для больших полей и малых энергий связи электронов фаза входа с направленными скоростями $\omega t_1 \rightarrow 0; \pi, 2\pi$ и т. д.

Настационарный набор направленной скорости возможен не только при освобождении электрона от связи в нужный стартовый момент, но и для свободных электронов при резких изменениях амплитуды светового импульса, например, на фронте или конце импульса, при резком входе электрона в скин слой и т. п.

В случае близости стартовых условий вырывания электронов и их осцилляций с учетом магнитного поля световой волны могут возникнуть сгущения заряда вблизи оси на малых радиусах стержневой или трубчатой формы с радиусом $r_1 \geq 0,1 a$. В этом случае могут возникнуть гораздо большие поля $E_z \sim E_r \sim 2mc^2/r_1 e \ln(a/r_1) \gtrsim \text{ГВ/см}$.

Энергия света $\xi_1 \approx \gamma mc^2/e \approx \text{Дж/см}$ будет тратиться при сверхсильных полях в основном на образование релятивистских электронов, остальная будет отражаться, продлевая катустику в канале. Подбор расходимости света в канале (соотношением радиуса и длины фокального пятна с радиусом и длиной канала) позволит осуществить длины ускорения до несколько см и получить энергии ускоренных электронов до нескольких ГэВ.

Возможно управление динамикой ускорения изменением радиуса канала $a(z)$, которое сильнее изменяет образование фронта ускорения, происходящее с запаздыванием $a(z)/c \cos \theta$ относительно фронта импульса.

Большие ускоряющие поля и малые пути ускорения упрощают вход в режим ускорения и его поддержание из-за малых различий длин путей частиц и ускоряющего фронта.

Действительно, в случае наличия отражения от стенок канала групповая скорость импульса

$$v_{\text{гр}} = c \sqrt{1 - \lambda^2/\lambda_{\text{кр}}^2} \approx \xi c = (1 - 1/2 \cdot 10^{-5}) c,$$

т. е. весьма близка к скорости света в вакууме для наших условий, когда критическая длина волны $\lambda_{\text{кр}} \approx 3,4 a \approx 10^2$ мкм, а $\lambda \approx 0,3$ мкм.

Путь, пройденный ускоряемыми частицами $z(t)$ получим, интегрируя дважды изменение импульса $(d/dt)(\beta/\sqrt{1-\beta^2}) = (F/mc)$, т. е. для нулевых стартовых скоростей

$$z = (mc^2/F) (\sqrt{1 + (Ft/mc)^2} - 1)$$

Полагая время ускорения $T = L/v_{\text{гр}}$, получим различие путей, пройденных электронами и импульсом

$$\Delta = z(T) - L = (mc^2/F) (\sqrt{1 + (FL/mc^2\xi)^2} - 1) - L \approx L(1/\xi - 1) - (mc^2/F) \lesssim r_1$$

для наших условий, когда $FL/mc^2 \approx 10^5 \gg 1$.

Число ускоренных частиц можно оценить по соизмеримости ускоренного заряда с зарядом фронта, осуществляющего ускорение $q_{\text{фр}} \sim \gamma r_1 \sim 1 \text{ абс}$, что соответствует числу частиц $N_{\text{уск}} \sim q_{\text{фр}}/e \approx 10^9$ част. При этом кольцевая структура фронта может обеспечить радиальную устойчивость ускорения. По-видимому, возможно ускорение и на многих фронтах, образующихся при наличии пульсаций импульса или в каждом периоде.

С помощью такого ускорителя можно ускорять не только электроны, но и мюоны и пионы, причем можно реализовать не только толкающий, но и тянущий варианты, например, на заднем фронте импульса у фронта исчезновения сгущения заряда, т. е. осуществить ускорение частиц разных знаков.

Литература

1. Bover K., Rhodes C.H. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 1490.

2. *Rhodes C.H.* Science, 1985, 229, 1345.
3. *Аскарьян Г.А.* ЖЭТФ, 1962, 42, 1360; 1963, 45, 643; Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 2470,
4. *Auston D.H.* Appl. Phys. Lett., 1983, 43, 713; *Auston D.H., Valdmanis I.A., Kleinman D.A.* Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1555.
5. *Tajima T., Dawson I.M.* Phys. Rev. Lett., 1979, 43, 267.
6. *Бейгман И.Л., Чирков Б.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 314.
7. *Аскарьян Г.А.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 179.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 июля 1990 г.
